



TITLE:

32.有限体積比のオストワルド・ライプニングへの影響(パターン形成,運動と統計,研究会報告)

AUTHOR(S):

榎本, 美久; 川崎, 恭治; 徳山, 道夫

CITATION:

榎本, 美久 ...[et al]. 32.有限体積比のオストワルド・ライプニングへの影響(パターン形成,運動と統計,研究会報告). 物性研究 1985, 44(3): 507-510

ISSUE DATE:

1985-06-20

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/91585>

RIGHT:

文 献

- 1) J. W. Cahn, Acta. Meta. **9** (1961) 795, J. Chem. Phys. **42** (1965) 93.
- 2) P. G. Shewmon, *Diffusion in Solid* (1963, McGraw-Hill).
- 3) G. C. Kuczynski, Trans. AIME. **185** (1949) 169.
- 4) L. E. Mettler, *Population Genetics and Evolution* (1969 Prentice-Hall).
- 5) H. Hara, Phys. Rev. **B20** (1979) 4062.
- 6) H. Hara, 「確率過程, 場の理論と統計力学」の研究会, 数理研 1984. 3月.

32. 有限体積比のオストワルド・ライプニングへの影響

九大・理 榎本 美久, 川崎 恭治
東和大・教養 徳山 道夫

熱力学的不安定状態からの相分離, 秩序化過程の問題は, 非平衡統計力学の研究対象として近年, 理論的, 実験的研究が精力的に行なわれてきている¹⁾

我々は特にオストワルド・ライプニングと呼ばれている二元合金の相分離現象を理論的に研究してきた。その結果, 従来の理論にはみられなかった新しい効果(ソフト・コリジョン効果)がこの現象の最終段階において重要な役割を演じることがわかった²⁾

さて, この現象を最初に理論的に取扱ったのは, リフシッツとスリョウゾフ及びワグナ(LSW)である³⁾。彼らはドロプレットとして析出するマイノリティ相の体積比 $q(t) = \frac{4\pi}{3v} \int dR R^3 \times f(R, t)$ がゼロの極限での最終段階において次のような結果を得ている。

1. 半径 R のドロプレットのサイズ分布関数 $f(R, t)$ を解析的に求めた。分布関数は平均半径 $\bar{R}(t)$ でスケールされる。
2. $\bar{R}(t)$ は t の $1/3$ 乗則に従って増大する。
3. ドロプレット数密度 $n(t) = \int dR f(R, t)$ は, t に逆比例して減少する。

その後, 有限体積比 $q(t)$ の影響を考慮して LSW の結果を補正しようとする試みが多くの人々によってなされてきた⁴⁾

最近, 徳山・川崎はドロプレット間の空間相互作用を統計力学的に取扱った組織的な理論を提案した。それによると, ライプニングの最終段階でサイズ分布関数 $f(R, t)$ は, 次式に従う

ことが示された。

$$\frac{\partial}{\partial t} f(R, t) = \frac{\alpha D}{\bar{R}^3} \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \lambda(x) + \sqrt{\frac{3Q}{m_3}} (v(x) + \hat{c}(x)) \right\} f(R, t)$$

ここで $x = R/\bar{R}(t)$, Q : 全過飽和度, $m_n = \int dR x^n f / \int dR f$

$\lambda(x) = 1 - x$: LSWの項 (蒸発・凝縮機構)

$v(x) = x(m_2 - x)$: ドリフト機構による項

$\hat{c}(x)$: ソフト・コリジョン機構による項。特長的長さ $\sim l(t) = \bar{R}(t)/\sqrt{3Q/m_3}$ 。微分を含む演算子になっている。

この理論の特徴としては

1. 従来の理論にはない $\hat{c}(x)$ -項の存在
2. $t \rightarrow \infty$ で自動的に $R_c(t) = \bar{R}(t)$ (c.f. LSW)
3. $\frac{d}{dt} q(t) = 0$ 即ち $q(t) = Q = \text{一定}$

などがあげられる。

さらに、分布関数のスケーリング解を求めると次のようになる。

$$\bullet f(R, t) = [n(t)/\bar{R}(t)] p(x, Q) \quad (\int dx p(x, Q) = 1)$$

$$\bullet \bar{R}(t)^3 - \bar{R}^3(0) = K(Q) t \quad (K(Q) = 3\alpha D/r(Q))$$

$$\bullet n(t) = \frac{3Q}{4\pi m_3} \bar{R}(t)^{-3} \propto t^{-1}$$

$$\bullet \left(4 + x \frac{\partial}{\partial x}\right) p = -r \frac{d}{dx} \frac{1}{x^2} \left\{ \lambda(x) + \sqrt{\frac{3Q}{m_3}} (v(x) + \hat{c}(x)) \right\} p(x, Q)$$

これらの結果は、LSWのそれと同じ形をしているが、有限体積比 Q の影響が $p(x, Q)$ や成長率 $K(Q)$ に現われている点異なる。もちろん $Q \rightarrow 0$ ではLSWの結果と一致する。

さて最後にスケールされた分布関数 $p(x, Q)$ を求めて実験データと比較する。 $\hat{c}(x)$ -項は、現時点では扱いかねるので、5) 以下はドリフト項までで得られた結果である。ドリフト項までの時は解析的に解くことができる。

$$p(x, Q) \begin{cases} Nx^2(x_0 + x)^{-a}(x_c - x)^{-b} \exp(-c/(x_c - x)), & x \leq x_c \\ 0, & x > x_c \end{cases}$$

$$\text{ここで, } r(Q) = 2x_c^3/(1 + \sqrt{\frac{3Q}{m_3}} x_c^2), \quad 2x_c - 3 + \sqrt{\frac{3Q}{m_3}}(x_c - 2m_2)x_c = 0, \quad x_0 = r(Q)/x_c^2,$$

$$a = 1 + 3x_0^2/(x_c + x_0)^2, \quad b = 2 + 3x_c(2x_0 + x_c)/(x_c + x_0)^2, \quad c = 3x_c^2/(x_c + x_0),$$

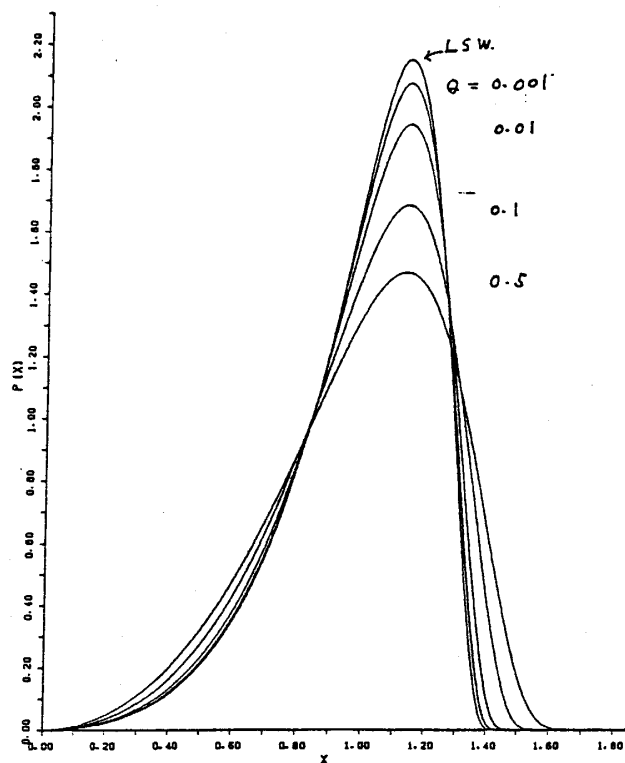


Fig. 1

$$N = 3x_0^{a-1}x_c^{b-1}\exp(c/x_c).$$

図1は、色々な Q の値に対するスケールされたサイズ分布関数を表わす。図2, 3は実験、LSW及びアーデルとの比較図である。図2, 3の実験は、それぞれCu-3%Co合金⁶⁾、Al-2.5wt%Li合金⁷⁾でのデータである。

今後の課題としては、最近の計算機実験で重要性が指摘されたソフト・コリジョン機構の分布関数への影響⁸⁾を調べることで、理論的に求めた散乱関数と実験との比較研究などを考えている。

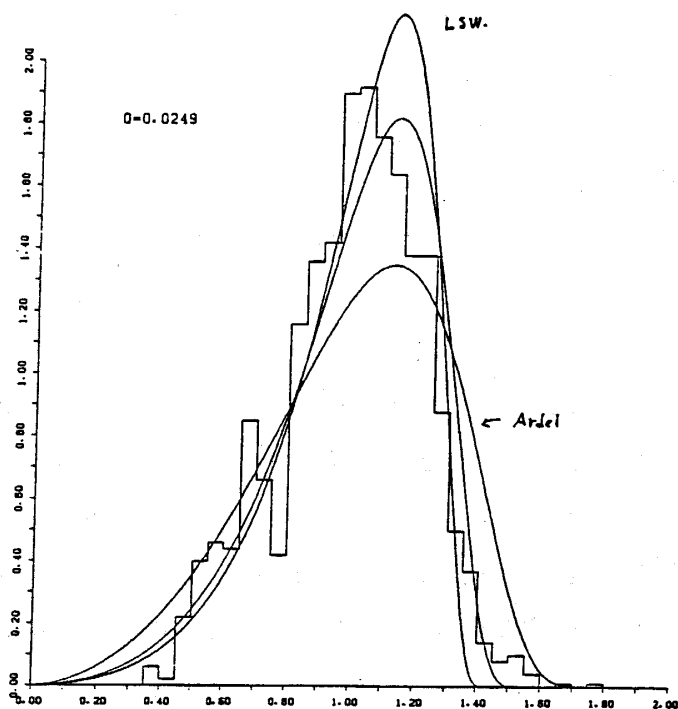


Fig. 2

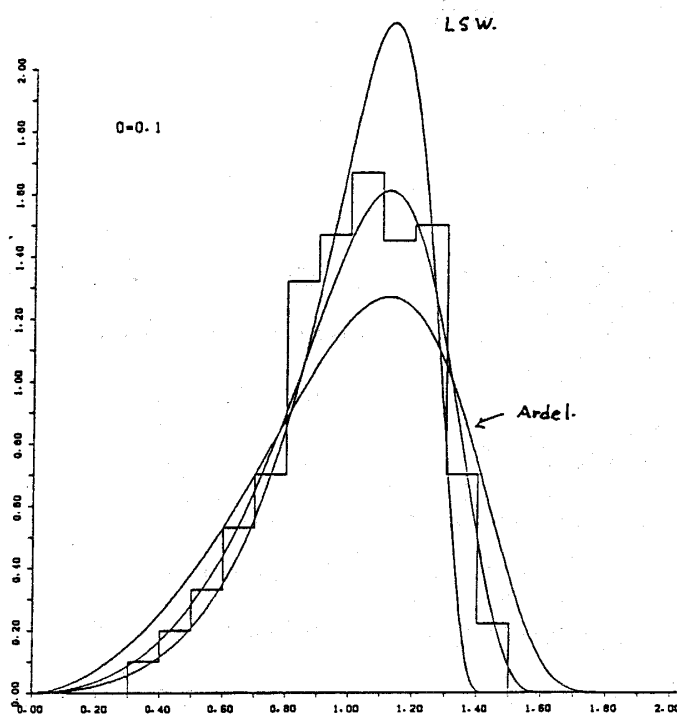


Fig. 3

参考文献

- 1) レビューとして J. D. Gunton, M. S. Miguel and P. S. Sohni, *Phase Transitions and Critical Phenomena* Vol. 8 eds. by C. Domb and J. L. Lebowitz,

J. D. Gunton and M. Droz, *Introduction to the Theory of Metastable and Unstable States*, Lecture Note in Physics 183 (Springer).

- 2) M. Tokuyama and K. Kawasaki, *Physica* **123A** (1984) 386.
- 3) I. M. Litshitz and V. V. Slyozuv, *J. Phys. Chem. Solids* **19** (1961) 35,
C. Wanger, *Z. Electrochem.* **65** (1961) 581.
- 4) A. J. Ardell, *Acta. Met.* **20** (1972) 61.
A. D. Brailsford and P. Wynblatt, *Acta. Met.* **27** (1979) 489.
C. K. L. Davies et al., *Acta Met.* **28** (1980) 179.
レビューとして P. W. Voorhees, to appear in *J. Stat Phys.*
- 5) 本研究会終了後, 徳山によって $\hat{c}(x)$ -項は簡単に扱えることが見出された。
- 6) Y. Seno et al, *J. Jap. Inst. Metals* **46** (1982).
- 7) A. Hiramatsu et al., unpublished.
- 8) P. W. Voorhees and M. E. Glicksmon, preprint.

33. Dimensional Reduction in Phase-Separating Critical Fluids under Shear Flow

東和大・工 今 枝 辰 博
九 大・理 川 崎 恭 治

熱力学的に不安定な状態にある系が相分離をして平衡状態に近づく過程において, 特にその初期過程をスピノダル分解という。従来考えられてきたスピノダル分解においては, 熱力学的不安定性によって, その相分離過程が駆動されるが, 一方この様な系に外部から振動が加わると相分離の有様が著しく変わり, 多様な新しい現象が現われる。その最初の例としてシア・フローがある場合の臨界溶液におけるスピノダル分解を考えた^{1), 2)}

シアの強さが D_s で与えられる定常的なシア・フローの下にある臨界溶液の温度を急冷して, それまで一相領域で安定状態にあった系を二相領域内の不安定状態におく。熱力学的不安定性によって成長する秩序変数のゆらぎの中で, 流れの方向に空間的に変動しているゆらぎは, 流れによってその成長を抑えられる。そのために, シアの強さが十分大きい時には, 初期過程においてゆらぎの間の非線形相互作用の強さが抑えられ, 線形理論でゆらぎの成長を記述できる時間領域(線形領域)が著しく長くなる。従って, 流れのない場合のスピノダル分解では観測する事が困難である, 線形領域が実験的に見出される可能性がある。